

## 回転分子雲コアの分裂条件

福島 肇 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

星の質量分布は初期質量関数 (IMF) として与えられるが、理論的に分布の説明はなされていない。しかし、観測的に星形成の初期条件である分子雲コアの質量分布と IMF に相関があると示唆されているため、分子雲コアの重力崩壊の過程を調べる事は重要である。ここでは、等温、等密度の一樣回転している回転楕円体分子雲コアの収縮を扱う。回転しない場合は自己相似的な収縮が見られるが、回転が加わると分子雲の収縮には三つの結果があり、(1) 自己相似的な収縮を行い中心に一つの断熱的なコアを作る (2) 細長い形状に収縮するが分裂しないもの (3) 等温収縮の段階で分子雲コアが分裂するもの、と分けることがわかった。特に角速度が小さい極限では、初期の熱エネルギーと重力エネルギーの比によって分裂が起こるかどうかが決定できる。本発表は T.Tshuribe and S.Inutsuka . (1999) のレビュー発表を行なう。

## 1 Introduction

主系列星初期の質量分布を初期質量分布関数 (Initial Mass Function, IMF) と呼び、理論的な完全な再現はなされていない。IMF の  $1 \sim 100M_{\odot}$  の範囲において、IMF では単位質量あたりの星の個数が質量の  $-2.5 \sim -2.7$  の指数のべきで分布している。IMF は星の形成過程と関係があり星形成の dynamics を理解することで IMF の再現に近づくと考えられている。原始星は分子雲の中で密度の高い領域である分子雲コアが重力収縮し形成される。分子雲コアの質量分布をみると、 $50 \sim 100M_{\odot}$  の範囲では個数に対する質量の指数が  $-2.6$  となることがわかっていて、よって IMF と分子雲コアの質量分布関数には相関があるように見える。しかし、一つの分子雲コアが重力収縮してそのまま原始星が形成させるわけではなく、分裂を伴うことにより連星や多連星に進化していくこともある。よって、分子雲コアの重力収縮過程における分裂がどのような条件下で起きるかを調べる必要がある。本発表では、分子雲コアが重力収縮して行く過程において、初期条件として等温、剛体回転 (角速度  $\Omega_0$ )、密度一樣球 (密度  $\rho_0$ , 半径  $r_0$ ) を考える。初期状態における熱エネルギー・回転エネルギーと重力エネルギーの比によって分裂が起きる条件を評価する。

## 2 Methods

分子雲コアが重力収縮に対し、圧力と遠心力の系の進化への働きをみる。

### 2.1 分子雲コアの重力収縮と圧力と遠心力の効果

密度一樣球を圧力、遠心力がない状態で重力収縮させると密度一樣で中心に向かって自由落下する。初期において分子雲コアの内部に密度勾配が存在しないため自由落下していく。外側から rarefaction wave が音速  $c_s$  で伝播し、圧力勾配が生じることで初めて圧力が重力収縮に対して働く。遠心力により重力収縮の速度は遅くなり、動径方向については遠心力と重力がつりあい bounce を起こす点があるが、遠心力が働かない回転軸方向については早く収縮し薄い楕円体が形成さる。この楕円体を disk として近似する。本発表では、回転軸方向に圧力が働き、動径方向については遠心力と重力がつりあっている disk の重力不安性を議論し、分裂に対する評価を以下の初期条件によるパラメーターで行なう。

$$\alpha_0 = \frac{\text{熱エネルギー}}{|\text{重力エネルギー}|} = \frac{5c_s^2 r_0}{2GM} \quad (1)$$

$$\beta_0 = \frac{\text{回転エネルギー}}{|\text{重力エネルギー}|} = \frac{\Omega_0^2 r_0^3}{3GM} \quad (2)$$

## 2.2 disk の重力不安定性

重力収縮によって形成される disk の重力不安定性を考えるため、無限に広がったシート状の剛体回転する平板の分散関係を求める。静止している密度一様な平板に対して線形解析を行なう。連続の式、運動方程式、ポアソン方程式を摂動の一次項に関して抜き出すと

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \sigma_0 \nabla \mathbf{v}_1 = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{c_s^2}{\sigma_0} \nabla \sigma_1 - \nabla \Phi_1 + 2\mathbf{v}_1 \times \Omega \quad (4)$$

$$\nabla \Phi_1 = 4\pi G \sigma_1 \delta(z) \quad (5)$$

$\sigma$  は面密度、 $\mathbf{v}$  は速度、 $\Phi$  は重力ポテンシャルを表し、添字の 1 は摂動の一次項を意味する。各摂動項が  $\exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \omega t)$  に比例するとして上の式に代入し分散関係を求めると、

$$\begin{aligned} \omega^2 &= c_s^2 k^2 - 2\pi G \sigma_0 k + 4\Omega^2 \\ &= c_s^2 \left( k - \frac{\pi G \sigma_0}{c_s^2} \right)^2 + 4\Omega^2 \left[ 1 - \left( \frac{\pi G \sigma_0}{2\Omega c_s} \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$\omega$  の値が虚数になる時に与えた摂動が指数関数的に成長する。最も重力不安定になる波数は  $k = \frac{\pi G \sigma_0}{c_s^2}$  である。実際に考えているのは有限の厚みを持った disk であり、S.Miyama et. al. (1987) によると最も重力不安定になる波数は平板の場合と比べて  $\frac{1}{2}$  倍になる。よって、

$$k_{crit} = \frac{\pi G \sigma_0}{2c_s^2} \quad (7)$$

となる。形成された disk の厚みを  $z_d$  とおく。回転軸方向には圧力の効果が働いているので、等温状態の平板の厚みを近似して用いる。

$$z_d \simeq \frac{c_s^2}{\pi G \sigma_0} \quad (8)$$

最も重力不安定になる波長を disk の厚みに対して求めると

$$\lambda_{crit} = \frac{2\pi}{k_{crit}} = \frac{4c_s^2}{G\sigma_0} = 4\pi z_d \quad (9)$$

動径方向からの rarefaction wave が到達していない状況を考える。この領域の disk の半径を  $r_{rf}$  とおく。

disk が重力不安定性により分裂するためには、摂動で与えた波長が disk の半径  $r_{rf}$  より小さくなる必要がある。この分裂条件をみるために flatness  $f = \frac{r_{rf}}{z_d}$  を定義する。flatness によって分裂する条件を評価すると

$$f > \frac{\lambda_{crit}}{z_d} = 4\pi \quad (10)$$

となる。以下で述べる基礎方程式を解き分子雲コアの flatness を導出し (10) によって disk が分裂するかどうかを求める。

## 2.3 基礎方程式

楕円体分子雲コアの運動方程式を解き、楕円体の特徴的な形を求めたい。ここでは円筒座標  $(r, \theta, z)$  を用いる。遠心力の効果で  $z$  軸方向につぶれるよう楕円体は進化して行くため、(a)  $(r, 0, 0)$  における質点の動径方向の運動方程式、(b)  $(0, 0, z)$  における  $z$  軸方向の運動方程式を考えれば分子雲コアの形が決まる。(1) の運動方程式は

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\xi_0 G_r(\xi)}{3R^2} + \frac{\xi_0 \beta_0}{R^3} \quad (11)$$

(2) は

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = -\frac{G_z(\xi)}{3RZ\xi_0} \quad (12)$$

となる。(11) の第一項は楕円体からの重力、第二項は遠心力を表す。(12) は  $z$  軸方向なので重力による力しかない。ここで、

$$G_r(\xi) = \frac{3 \arccos(\xi) \xi \sqrt{1-\xi^2}}{(1-\xi^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (13)$$

$$G_z(\xi) = 3 \frac{-\xi^2 \arccos(\xi) + \xi \sqrt{1-\xi^2}}{(1-\xi^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (14)$$

$R, Z$  は scale factor であり、初期値との比を表す、

$$\begin{aligned} R &= \frac{r}{r_0}, Z = \frac{z}{z_0} \\ \xi &= \frac{z}{r} = \xi_0 \frac{Z}{R}, \xi_0 = \frac{z_0}{r_0} \end{aligned} \quad (15)$$

(11),(12) は scale factor だけで記述されている。また密度一様な楕円体内部における運動方程式は外部

殻からの寄与はないため、scale factor で同じ方程式をたてることができる。よって、この楕円体は初期値が密度一様ならば、楕円体の形は変化していくが密度一様のまま重力収縮する。次に、rarefaction wave の伝播の式をみでみる。rarefaction wave は流体に対して音速  $c_s$  で伝播することをを用いると

$$\frac{dr_{rf}}{dt} = v_r(r_{rf}) - c_s, v_r(r_{rf}) = \frac{dR}{dt} \frac{r_{rf}}{R} \quad (16)$$

$$\frac{dz_{rf}}{dt} = v_z(z_{rf}) - c_s, v_z(z_{rf}) = \frac{dZ}{dt} \frac{z_{rf}}{Z} \quad (17)$$

流体自体も重力収縮で速度を持つため上の各式の第一項がつく。(11) と (12),(16) と (17) の数値解を求めていく。

### 2.4 系の進化と終状態

密度一様球で剛体回転分子雲コアの重力収縮過程と終状態を求める。重力収縮するとき  $z$  軸方向には遠心力が効かないため動径方向と比べて早く重力収縮する。そのため、 $z$  軸方向からの rarefaction wave が動径方向からのものよりも早く中心に到達する。 $t_{z,ff}$  を  $z$  軸方向の自由落下時間、 $t_{z,rf}$  を  $z$  軸方向からの rarefaction wave が到達時間とする。(I)  $t_{z,ff} < t_{z,rf}$  のとき、自由落下の方が早いので圧力勾配が効かず  $z$  軸方向に無限に薄い楕円体となり分裂する。(II)  $t_{z,ff} > t_{z,rf}$  のとき、重力収縮が圧力によって抑制され、disk が形成される。この時、disk の厚みを  $z_d$  としてこの後の計算を行なう。(II) の場合更に動径方向に関して二つの場合分けを行なえる。 $t_b$  を動径方向に重力と遠心力がつりあいを起こし bounce する時間、 $t_{r,rf}$  を動径方向の rarefaction wave が到達する時間と定義する。①  $dt_b > t_{r,rf}$ , bounce が起こる前に rarefaction wave が中心に到達し分子雲コア全体に圧力サポートがある。この時は自己相似解的に分裂せずに重力収縮する。②  $t_b < t_{r,rf}$ , bounce が起きた時にまだ圧力サポートされていない領域が中心にある。この時に分裂するかどうかは基礎方程式の数値解を解き flatness を計算することで評価する。まとめると分子雲コアの重力収縮には次の 3 つの終状態が考えられ、終状態 1 圧力サポートが効かず、 $z$  方向に無限に薄くなり分裂する (I)。終状態 2 全体に圧力が働き、分子雲コアが分裂せずに収縮する。(II①)。

終状態 3 bounce が起こった際に遠心力と重力がつりあい、中心に圧力サポートがない disk ができる。この分裂条件を flatness で評価する (II①)。

## 3 Results

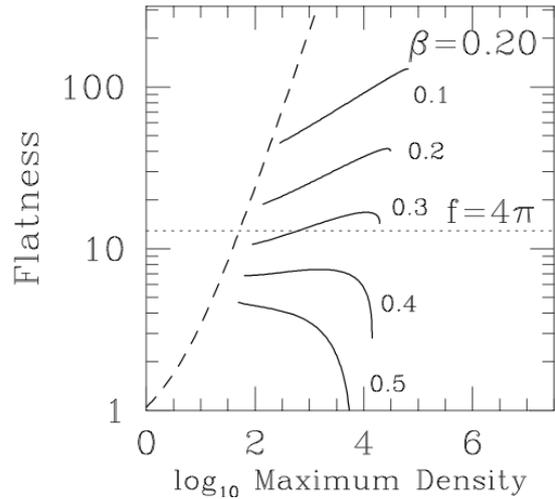


図 1: flatness の時間発展

図 1 は  $\beta_0 = 0.20$  に対し異なる  $\alpha$  の値に対する flatness の時間発展である。 $z$  軸方向の rarefaction wave が到達しない間は中心部は初期条件の値によらず同様に時間発展し、すべての場合点線を進んでいく。しかし、 $z$  方向の rarefaction wave 到達すると点線の経路を離れ実線部に移動し進化する。この時の経路は  $\alpha_0$  の値による。その後、動径方向に遠心力による bounce がおこるか、もしくは動径方向の rarefaction wave が中心に到達した時点で計算を止め flatness を求める。初期値の熱エネルギーが多き方が rarefaction wave は早く伝播し、また圧力によるサポートも大きくなるため flatness は小さくなるのがわかる。図 2 は初期値パラメーター  $\alpha_0$  と  $\beta_0$  の値によりどの終状態になるかを示している。 $f = 0$  と  $f = \infty$  に挟まれた領域が終状態 3 にあたり flatness が  $4\pi$  より大きい領域は分子雲コアは分裂すると思われる。 $f = 0$  の上の領域が終状態 2 にあたり自己相似解的に重力収縮する。また  $f = \infty$  の下の領域は終状態 1 にあたる。

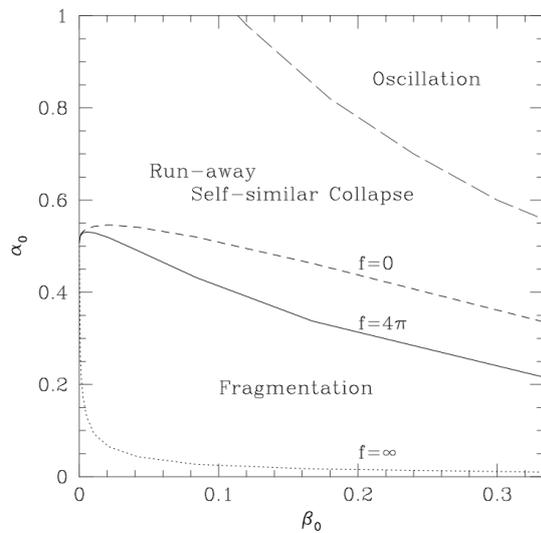


図 2:  $\alpha_0, \beta_0$  による分裂への評価

## 4 Conclusion

初期条件として等温、剛体、密度一様球をおいた場合に初期パラメーター  $\alpha_0, \beta_0$  による分裂条件を求めた。分子雲コアが分裂するかどうかは回転エネルギーより熱エネルギーの値のほうが支配的であることがわかり、とくに回転が小さい極限においては  $\alpha_0 \geq 0.5$  が分子雲コアが分裂せずに重力収縮する条件になっていることがわかる。

## Reference

- T.Tsuribe and S.Inutsuka . 1999. ApJ , 526, 307  
 S.Miyama et. al . 1987. Prog. Theor. Phys., 279, 621